УДК 532.547+621.928.93

ХАРАКТЕР ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ ПЫЛИ В ПРЯМОТОЧНОМ ЦИКЛОНЕ С ПРОМЕЖУТОЧНЫМ ОТБОРОМ ПЫЛИ

В.С. Асламова, А.А. Асламов, Т.Н. Мусева

Ангарская государственная техническая академия
E-mail: veras@pisem.net

Решена задача движения частицы пыли в прямоточном циклоне с промежуточным отбором под действием центробежной и аэродинамической силы сопротивления газового потока. Получены траектории движения частиц пыли разного диаметра при различных точках входа в циклон и формулы для расчета минимального диаметра частиц, улавливаемых промежуточным и основным отбором пыли. Рассчитаны теоретические эффективности сепарации промежуточного отбора и циклона в целом, которые сопоставлены с экспериментальными значениями. Произведена оценка параметров фракционной эффективности согласно методике НИИОГАЗ.

Закрученные двухфазные потоки нашли широкое применение в технических устройствах для интенсификации массообменных и сепарационных процессов (сушка дисперсных материалов, обеспыливание воздуха, энергоразделение в трубках Ранка и т. д.). Для конструирования новых и эффективного использования известных вихревых аппаратов необходимо совершенствовать методы расчета двухфазных закрученных потоков. В настоящее время отсутствует единое представление о правильном подходе к расчету движения частиц [1]. Модель, основанная на концепции «траекторных частиц», считается некорректной из-за отсутствия учета влияния рейнольдсовых напряжений на частицу. С другой стороны, неоспоримы преимущества лагранжева подхода, более близкого к реальным процессам и позволяющего получить необходимую информацию о траекториях частиц, времени нахождения частиц в аппарате, минимальном размере улавливаемых частиц [2–5].

Рассмотрим одномерное движение со скоростью V частицы пыли массой в равномерном потоке газа, движущегося со скоростью W, описываемое дифференциальным уравнением:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{F_a}{m} = \frac{6F_a}{\pi\rho_\delta\delta^3}, \qquad (1)$$

где F_a – сила аэродинамического сопротивления, действующая на частицу со стороны газового потока, δ, ρ_δ – эквивалентный диаметр и плотность частицы пыли.

Как правило, число Рейнольдса, вычисленное по диаметру частицы и параметрам газовой среды (ρ_g, μ_g – плотность и динамическая вязкость газа), невелико: $\mathrm{Re}_\delta = \frac{\delta W \rho_g}{\mu_g} << 100$, поэтому можно воспользоваться законом Стокса для записи F_a с поправкой на несферичность частицы:

$$F_a = 3\pi\mu_g\delta\, k_\delta(W - V), \qquad (2)$$

где k_δ – коэффициент формы, учитывающий несферичность частицы, равный $k_\delta=1/\Phi^2$; $\Phi = \frac{F_c}{F}$ – фактор формы, равный отношению площади поверхности сферы, имеющей тот же объем, что и рассматриваемая частица с площадью поверхности F [6]. Следует заметить, что при числах $\mathrm{Re}_\delta \geq 100$ формула (2) будет давать заниженное значение силы аэродинамического сопротивления, однако в приближенном анализе это не имеет решающего значения, т. к. крупные частицы быстрее отсепарируются, чем мелкие.

После подстановки (2) в (1) получим дифференциальное уравнение вида:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{18k_\delta\mu_g}{\rho_\delta\delta^2}(W - V). \qquad (3)$$

Перейдем к безразмерным координатам, введя обозначения:

$$\bar{V} = \frac{V}{W}; \quad \bar{t} = \frac{t}{T}. \qquad (4)$$

Под характерным промежутком времени T будем понимать отношение характерного размера L_0 (расстояние от выходных кромок лопаточного за-

кручивателя до окон промежуточного отбора пыли) к скорости газового потока: $T=\frac{L_0}{W}$. После подстановки (4) в (3) получим:

$$\frac{d\bar{V}}{d\bar{t}}=\beta(1-\bar{V}), \qquad (5)$$

где безразмерный комплекс

$$\beta=\frac{18k_\delta\mu_g L_0}{\rho_\delta\,\delta^2 W}=18k_\delta\,\frac{L_0}{\delta}\,\frac{\rho_g}{\rho_\delta}\,\frac{1}{\mathrm{Re}_\delta}. \qquad (6)$$

После интегрирования получим:

$$1-\bar{V}=(1-\bar{V}_0)e^{-\beta\bar{t}}, \qquad (7)$$

где $\bar{V}_0$ – безразмерная начальная скорость частицы.

Для анализа (7) проведем оценку безразмерного комплекса β. В качестве примера возьмем следующие данные: пыль – KCl, имеет кубическую решетку, поэтому образует частицы формы, близкой к кубической [7]. Для куба фактор формы равен Ф=0,806 [6]. Тогда коэффициент формы k_δ=1,54. W=9 м/с, δ=10 мкм=10^{-5} м, μ=$1{,}89\cdot10^{-5}$ Па·с, ρ_g=1,25 кг/м^3, ρ_δ=2631 кг/м^3 (по показаниям на автопикнометре 1320), L_0=0,276 м. Получим Re_δ=0,592, β=61,070. Столь большое значение β означает, что безразмерная скорость частицы очень быстро стремиться к единице, т. е. независимо от начальных условий скорость частицы V становится близкой к скорости потока W. Действительно, если принять $\bar{t}$=0,1, то

$$1-\bar{V}=0{,}0022(1-\bar{V}_0)<0{,}01.$$

Приведенный пример показывает, что в пылеуловителе окружную и осевую проекции скорости малых частиц можно принимать равными соответствующим проекциям скорости газа, и только радиальная скорость частиц, обусловленная центробежными силами, подлежит определению. При увеличении диаметра частиц величина β уменьшается пропорционально квадрату диаметра.

Анализ закрученного адиабатического газопылевого течения в прямоточном циклоне будем проводить при следующих допущениях:

1. В закручивателе закончился разгонный участок частицы, и она приобрела осевую V_z и окружную V_φ проекции скорости, равные соответствующим проекциям скорости газового потока W_z и W_φ соответственно. Данное допущение приводит к некоторым погрешностям расчета движения частиц диаметром более 5 мкм.
2. Окружная проекция скорости газа изменяется по закону W_φ=const$\sqrt{r}$. Этот закон, наблюдаемый в экспериментах [8, 9], позволит получить простое решение, удобное для количественного анализа движения частиц.
3. Частица не меняет во времени свою форму и диаметр, не происходит ни ее дробления, ни коагуляции. Отклонение формы частицы от сферы учитывается коэффициентом k_δ.
4. Обтекание частицы потоком газа носит вязкий характер. Турбулентные пульсации газа не учитываются, что согласуется с выводом работы [4]: турбулентная диффузия частиц в прямоточном циклоне не оказывает заметного влияния на процесс пылеулавливания.
5. Не учитываются силы Магнуса, Архимеда, Кориолиса, тяжести, присоединенной массы, поскольку указанные силы на несколько порядков меньше по сравнению с силами аэродинамического сопротивления и центробежной [9–13].
6. Пренебрегаем электростатическими, термофоретическими и прочими силами негидродинамической природы.
7. Пренебрегаем неравномерным распределением осевой проекции скорости газа по радиусу, что находится в соответствии с данными работы [14], согласно которой осевая проекция скорости частиц слабо изменяется по радиусу трубы.

Подобная задача решена в работе [15] применительно к циклону со встречными закрученными потоками.

При принятых допущениях дифференциальное уравнение движения частицы в цилиндрических координатах примет вид:

$$\frac{dV_r}{dt}=\frac{V_\varphi^2}{r}-\frac{18k_\delta\mu_g V_r}{\rho_\delta\delta^2}$$

или в безразмерном виде:

$$\frac{d\bar{V}_r}{d\bar{t}}=\frac{\bar{V}_\varphi^2}{\bar{r}}-\beta\bar{V}_r, \qquad (8)$$

где

$$V_z=W_z;\ \bar{V}_z=\frac{V_z}{W_z}=1;\ \bar{t}=\frac{t}{T};\ T=\frac{L_0}{W_z};$$

$$\bar{V}_r=\frac{V_r}{W_z};\ \bar{V}_\varphi=\frac{V_\varphi}{W_z};\ \bar{r}=\frac{r}{L_0};\ \beta=\frac{18k_\delta\mu_g L_0}{\rho_\delta\,\delta^2 V_z}. \qquad (9)$$

В рассматриваемом случае комплекс β (9) можно считать постоянным, так как согласно допущениям W_z=const. Уравнение (8) имеет аналитическое решение:

$$\bar{V}_r=e^{-\beta\bar{t}}\left(\bar{V}_{r0}+\int_0^{\bar{t}}e^{-\beta\bar{t}}\,\frac{\bar{V}_\varphi^2}{\bar{r}}\,d\bar{t}\right),$$

где $\bar{V}_{r0}$ – радиальная проекция скорости частицы в начальный момент времени $\bar{t}$=0.

Принятый закон изменения окружной скорости обеспечивает независимость отношения $\frac{\bar{V}_\varphi^2}{\bar{r}}$ от времени $\bar{t}$. Тогда интегрирование дает следующую зависимость:

$$\bar{V}_r=e^{-\beta\bar{t}}\left[\bar{V}_{r0}+\frac{1}{\beta}\left(\frac{\bar{V}_\varphi^2}{\bar{r}}\right)_{ср}(e^{-\beta\bar{t}}-1)\right]. \qquad (10)$$

Зная закон изменения $\overline{V}_{r0}$, можно найти расстояние, пройденное частицей в радиальном направлении:

$$r - r_0 = \int_o^t V_r dt, \qquad (11)$$

где r_0 – начальный радиус входа частицы в сепарационную камеру циклона. Величина r_0 может изменяться от радиуса r_1 центральной внутренней вставки до радиуса r_2 сепарационной камеры.

После подстановки $\overline{r}_0 = r_0/L_0$, формул для перехода к безразмерным переменным (9), зависимости (10) в (11) и после интегрирования получим:

$$\overline{r} = \overline{r}_0 + \frac{1}{\beta}\left[-\overline{V}_{r0}(e^{-\beta\overline{t}} - 1) + \left(\frac{\overline{V}_\varphi^2}{\overline{r}}\right)_{cp} A(\beta,\overline{t})\right], \qquad (12)$$

где $A(\beta,\overline{t}) = \overline{t} + \frac{1}{\beta}(e^{-\beta\overline{t}} - 1).$

Рассмотрим простейший случай, когда на выходе из лопаточного завихрителя проекции скорости потока W_{r0} и частицы V_{r0} ничтожно малы и могут не учитываться, т. е. $\overline{W}_{r0} = \overline{V}_{r0} = 0$. В этом случае для расчета траектории частицы следует использовать зависимость вида:

$$\overline{r} = \overline{r}_0 + \frac{1}{\beta}\left(\frac{\overline{V}_\varphi^2}{\overline{r}}\right)_{cp} A(\beta,\overline{t}). \qquad (13)$$

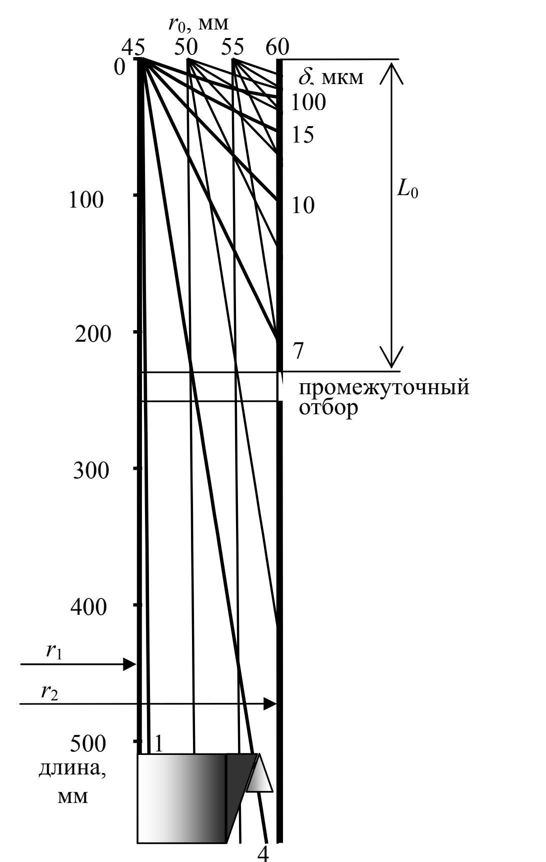


Рис. 1. *Траектории движения частиц диаметром δ с радиусом входа r_0*

На рис. 1 изображены траектории частиц различного диаметра при разных радиусах входа $\overline{r}_0$ частиц в сепарационную камеру (с размерами r_1=0,045 м и r_2=0,060 м), рассчитанные для завихрителя с углом выхода потока на среднем радиусе $\overline{r}_{cp} = \frac{r_1 + r_2}{2L_0} = 0{,}1902$ к плоскости, перпендикулярной оси аппарата, равным 35°. Из треугольника скоростей нетрудно определить

$$\overline{V}_\varphi = \frac{V_\varphi}{V_z} = \text{ctg}35° = 1{,}428; \quad \frac{\overline{V}_\varphi^2}{\overline{r}_{cp}} = 10{,}721.$$

Значения остальных параметров приведены выше.

Предполагая, что частица, достигнув стенки циклона, скользит по ней и отводится через окна промежуточного отбора и кольцевую щель второго отбора в изолированные бункера, построим зависимости минимального диаметра δ_{min} частиц, улавливаемых окнами промежуточного отбора (кривая 1, рис. 2), и циклона в целом (кривая 2, рис. 2) для различных радиусов $\overline{r}_0$ входа частицы в циклон. Теоретически, все частицы, имеющие размер больше δ_{min}, должны осаждаться в циклоне, а размером $\delta < \delta_{min}$ – выносится из циклона.

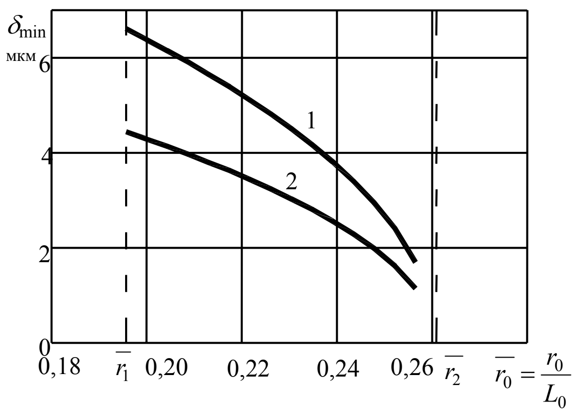


Рис. 2. *Минимальный диаметр улавливаемой пыли с: 1) промежуточным, 2) основным отборами в зависимости от радиуса входа $\overline{r}_0$*

В основу многочисленных методов расчета минимального (критического) диаметра частиц для циклонов различных типов также положено основное допущение, что для улавливания частица должна достичь стенки пылеуловителя за время пребывания в нем газового потока [9, 16, 17 и др.]. При этом не учитывается распределение запыленного потока по площади входного сечения, т. к. предполагается, что частица входит в сепарационное пространство по оси аппарата либо на его среднем радиусе. Полученные таким образом формулы для определения δ_{min} не точны, поскольку в пылеуловителях могут улавливаться частицы диаметром меньшим δ_{min}, если они при входе в циклон были близки к стенке. Приведенные на рис. 2 зависимости $\delta_{min} = f(\overline{r}_0)$ лишены этого недостатка. Однако, как показал дисперсный анализ пыли, осевшей на

тканевом фильтре, на выходе из циклона наблюдается проскок достаточно крупных частиц. Кроме того, дисперсный состав пыли, уловленной в промежуточном отборе, свидетельствует о присутствии в нем частиц размером $\delta<\delta_{min}$. Поэтому зависимости $\delta_{min}=f(\overline{r}_0)$ могут служить для приближенной оценки эффективности сепарации циклона.

По известным траекториям движения частиц пыли и зависимостям $\delta_{min}=f(\overline{r}_0)$ можно рассчитать теоретическую эффективность пылеулавливания η_T следующим образом. Предположим равномерное распределение пыли по входному сечению циклона. По данным дисперсного состава пыли, поступающей на вход циклона, строим интегральную функцию $D(\delta)$ распределения частиц по массе на двойной логарифмической шкале. Функция $D(\delta)$ можно представить в виде формулы Розина-Рамлера-Беннета [18]:

$$D(\delta)=1-e^{(\delta/\delta_e)a}, \qquad (14)$$

где δ_e по своему физическому смыслу представляет собой такой диаметр, при котором масса частиц крупнее δ_e составляет 36,8 %, а мельче – 63,2 %. Для рассматриваемой пыли δ_e=23 мкм. Дважды логарифмируя формулу (14), получим:

$$\lg\left(\lg\frac{1}{1-D(\delta)}\right)=\lg\lg e+a(\lg\delta-\lg\delta_e).$$

$$\text{Тогда } a=\frac{\lg\lg\left(\dfrac{1}{1-D(\delta)}\right)-\lg(\lg e)}{\lg\delta-\lg\delta_e}=2{,}6224.$$

Следовательно: $D(\delta)=1-e^{-(\delta/23)^{2{,}62}}$.

Рассчитанные зависимости $\delta^1_{min}(\overline{r}_0)$ и $\delta^2_{min}(\overline{r}_0)$ в пакете Statgraphics Plus аппроксимированы кубическим полиномом:

$$\delta^1_{min}(\overline{r}_0)=140-2178\overline{r}_0+12135\overline{r}_0^{2}-23250\overline{r}_0^{3}, \qquad (15)$$

$$\delta^2_{min}(\overline{r}_0)=109-1702\overline{r}_0+9388\overline{r}_0^{2}-17741\overline{r}_0^{3}. \qquad (16)$$

Таблица 1. *Статистическая значимость регрессий. Скорректированный коэффициент детерминации 99,96 %*

Уравнение	Критерий Дарбина-Уотсона	Стандартная ошибка, мм	Средняя абс. ошибка, мм
(15)	1,173	0,0307	0,0223
(16)	1,219	0,0193	0,0143

Эффективность улавливания промежуточным отбором η^1_T и циклона в целом η^2_T определяются по формулам:

$$\eta^1_T=\frac{100p}{\pi(\overline{r}_2^{\,2}-\overline{r}_1^{\,2})}\int_{\overline{r}_1}^{\overline{r}_2}2\pi\overline{r}_0[1-D(\delta^1_{min}(\overline{r}_0))]\,d\overline{r}_0=$$

$$\frac{200p}{(\overline{r}_2^{\,2}-\overline{r}_1^{\,2})}\int_{\overline{r}_1}^{\overline{r}_2}\overline{r}_0e^{-(\delta^1_{min}(\overline{r}_0)/23)^{2{,}62}}d\overline{r}_0,\ \%,$$

$$\eta^2_T=\frac{200}{(\overline{r}_2^{\,2}-\overline{r}_1^{\,2})}\int_{\overline{r}_1}^{\overline{r}_2}\overline{r}_0e^{-(\delta^2_{min}(\overline{r}_0)/23)^{2{,}62}}d\overline{r}_0,\ \%$$

где $\delta^1_{min}(\overline{r}_0)$ и $\delta^2_{min}(\overline{r}_0)$ рассчитываются по формулам (15) и (16) соответственно, p=0,66 – вероятность попадания пыли в промежуточный отбор, равная отношению суммарной площади окон к площади боковой поверхности цилиндра с высотой, равной высоте окон.

Для численного интегрирования использовалась квадратурная формула Ньютона-Котеса шестого порядка, правило Уэддля [19]. Получены следующие значения эффективности сепарации: η^1_T=65,35 % и η^2_T=99,01 %, которые завышены по сравнению с экспериментальными.

Принятая модель течения недостаточно точна, т. е. не позволяет найти эффективность сепарации циклона в целом без учета таких факторов, как вторичный турбулентный унос отсепарированной пыли, рикошета и эффекта Магнуса. Приемлемое совпадение η^1_T с экспериментальными данными ($\eta^1_э$=60...62 %) объясняется прежде всего введением вероятности попадания пылинок в окна промежуточного отбора. При отсосе пыли из второго бункера вместе с частью газа в количестве 5 % от расхода $\eta^2_э$ повышается с 97,0 до 99,4 %, что уже незначительно отличается от η^2_T. Наблюдаемое повышение эффективности сепарации циклона при отсосе части газа объясняется уменьшением интенсивности турбулентности несущего потока.

Таблица 2. *Оценка параметров фракционной эффективности*

Показатель	Экспериментальные значения		Расчетные значения	
№ опыта	1	2	1	2
δ, мкм	20,0	11,0		
σ	1,38	1,50		
δ_e, мкм		23,0	14	
a			2,62	1.52
η, %	89	79	99,01	87.55
x	1,227	0,807	2.34	1.152
d_{50m}	3,02		2,34	
$\lg\sigma_{m\eta}$	0,308		0,02	

Был проведен эксперимент с циклоном, схема которого приведена на рис. 3. В качестве пыли использован хлористый калий с плотностью ρ_δ=2631 кг/м^3 (насыпная 1950 кг/м^3) и коэффициентом формы k_δ=1,54. Параметры газового потока: скорость W=9 м/с, вязкость m=1,89·10^{-5} Па·с, плотность ρ_g=1,25 кг/м^3, D=0,12 м. Так как в методике НИИОГАЗ отсутствуют данные по фракционной эффективности прямоточных циклонов, то оценим их для исследованного циклона по методу В.П. Самсонова [18], табл. 2.

На Новомальтинском заводе строительных материалов (Усольский район Иркутской обл.) в минераловатном производстве колошниковые газы, отходящие от ваграночных печей, очищались в рукавном фильтре, установленном на открытой площадке. Из-за оледенения и порывов рукавов при их регенерации в холодный период года фильтр имел малую эффективность очистки и низкую эксплуатационную надежность. Вместо фильтра было предложено использовать прямоточный циклон

***Таблица 3.** Расчет по методике НИИОГАЗ [20]*

Параметры	По опытным данным	По модели
$\bar{D}=D/D_m$	0,258/0,12=2,15	
$\bar{\rho}=\rho_{\delta n}/\rho_\delta$	1950/1008=1,935	
$\bar{\mu}=\mu/\mu_n$	$1{,}794\cdot10^{-5}/1{,}89\cdot10^{-5}=0{,}949$	
$\bar{W}=W_m/W$	9/5=1,8	
$d_{50}=d_{50m}\sqrt{\bar{D}\cdot\bar{\rho}\cdot\bar{\mu}\cdot\bar{W}}$	$3{,}02\sqrt{2{,}15\cdot1{,}935\cdot0{,}949\cdot1{,}8}=8{,}0507$	$2{,}34\sqrt{2{,}15.1{,}935.0{,}949.1{,}8}=6{,}2380$
$x=\lg(d_{50}/d_{50m})\sqrt{\lg\sigma_{m\eta}^2+\sigma_\eta^2}$	$\lg(85/8{,}05)\sqrt{0{,}308^2+2{,}17^2}=2{,}2435$	$\lg(85/6{,}23)\times\sqrt{0{,}02^2+2{,}17^2}=2{,}463$
$\Phi_p(x)$, %	98,73	99,31
$\Phi_{эксп}(x)$, %	87	
Ошибка, %	(98,73–87)/0,87=13,48	(99,31–87)/0,87=13,9

0,258 мм с промежуточным отбором пыли (рис. 3). Температура газа на входе в циклон составила 90...97 °С, на выходе – 70 °С. Медианный диаметр (по массе) исходной пыли ваграночных газов на входе в циклон составил 85 мкм, медианным диаметром (по массе) уносимой пыли – 2 мкм. Диаметр частиц, улавливаемых с эффективностью 50 % равен d_{50}=14 мкм. Насыпная плотность пыли – 1008 кг/м^3. Оптимальная среднерасходная скорость, обеспечившая наибольшую эффективность пылеулавливания η=86...87 %, составила W=5...6 м/с. Отсос газа из бункера в количестве 4...5 % от общего расхода позволил повысить эффективность очистки на 8...9 % [22].

По полученным параметрам фракционной эффективности d_{50m} и $\lg\sigma_{m\eta}$ (табл. 2) оценена эффективность испытанного прямоточного циклона при очистке ваграночных газов согласно методике НИИОГАЗ (табл. 3).

Анализ полученных по методике НИИОГАЗ результатов показывает, что близость оценок эффективности по опытным и модельным данным свидетельствуют об адекватности модельных представлений. С другой стороны, обе оценки имеют приемлемую, но достаточно большую погрешность (более 13 %, при отсосе части газа из бункерного пространства ошибка снижается до 5,0...5,5 %). Это диктует актуальность следующих задач исследования:

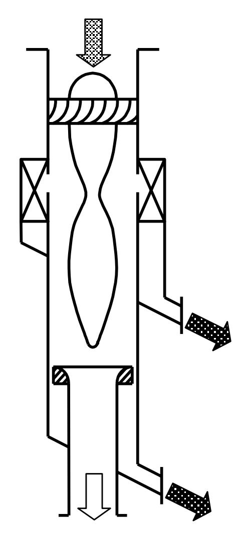


***Рис. 3.** Схема прямоточного циклона с промежуточным отбором пыли [21]*

- увеличить объем анализируемых данных для обеспечения статистической значимости оценок фракционной эффективности прямоточных циклонов;
- проанализировать теоретическую достаточность методики НИИОГАЗ применительно к прямоточным пылеуловителям и разработать новую, более адекватную методику расчета эффективности прямоточных циклонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сийержич М., Ментер Ф. Измельчение расчетной сетки при моделировании закрученного двухфазного течения // Теплофизика и аэромеханика. – 2003. – Т. 10. – № 2. – С. 171–182.
2. Василевский М.В., Зыков Е.Г. Расчет эффективности очистки газа в инерционных аппаратах. – Томск: Изд-во ТПУ, 2005. – 86 с.
3. Шиляев М.И., Шиляев А.М. Моделирование процесса пылеулавливания в прямоточном циклоне. 1. Аэродинамика и коэффициент диффузии частиц в циклонной камере // Теплофизика и аэромеханика. – 2003. – Т. 10. – № 2. – С. 157–170.
4. Шиляев М.И., Шиляев А.М. Моделирование процесса пылеулавливания в прямоточном циклоне. 2. Расчет фракционного коэффициента проскока // Теплофизика и аэромеханика. – 2003. – Т. 10. – № 3. – С. 427–437.
5. Баранов Д.А., Кутепов А.М., Лагуткин М.Г. Расчет сепарационных процессов в гидроциклонах // Теоретические основы химической технологии. – 1996. – Т. 30. – № 2. – С. 117–122.
6. Касаткин А.Г. Основные процессы и аппараты химических технологий. – М.: Химия, 1971. – 784 с.
7. Ахметов Т.Г., Порфильева Р.Т., Гайсин Л.Г. Химическая технология неорганических веществ. – Кн. 1. – М.: Высшая школа, 2002. – 688 с.
8. Барахтенко Г.М., Идельчик И.Е. Влияние формы закручивающего устройства на гидравлическое сопротивление прямоточного циклона // Промышленная и санитарная очистка газов. – 1974. – № 6. – С. 4–7.
9. Страус В. Промышленная очистка газов. – М.: Химия, 1981. – 616 с.
10. Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Гидродинамика двухфазных сред. – М.: Энергоиздат, 1981. – 472 с.

11. Литвинов А.Т. Эффективная очистка газов в аппаратах, использующих для выделения частиц пыли из потока центробежную силу // Журнал прикладной химии. – 1971. – Т. 44. – № 6. – С. 1221–1231.

12. Степанов Г.Ю., Зицер И.М. Инерционные воздухоочистители. – М.: Машиностроение, 1986. – 184 с.

13. Лагуткин М.Г., Баранов Д.А. Оценка действия силы Кориолиса в аппаратах с закрученным потоком // Теоретические основы химической технологии. – 2004. – Т. 38. – № 1. – С. 9–13.

14. Старченко А.В., Бубенчиков А.М., Бурлуцкий Е.С. Математическая модель неизотермического турбулентного течения газовзвеси в трубе // Теплофизика и аэромеханика. – 1999. – Т. 6. – № 1. – С. 59–70.

15. Иванков Н.А. Влияние геометрических и режимных параметров пылеуловителей со встречными закрученными потоками на их эффективность: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. – М., 1982. – 16 с.

16. Калмыков А.В. Разработка, исследование и методика расчета совершенных конструкций прямоточных пылеуловителей // Теплоэнергетика. – 1970. – № 4. – С. 60–63.

17. Медников Е.П. Вихревые пылеуловители // Обзорная информация. Сер. ХМ-14. Промышленная и санитарная очистка газов. – М.: ЦИНТИХИМНЕФТЕМАШ, 1975. – 44 с.

18. Коузов П.А., Скрябина Л.Я. Методы определения физико-химических свойств промышленных пылей. – Л.: Химия, 1983. – 143 с.

19. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике (для научных работников и инженеров). – М.: Наука, 1978. – 831 с.

20. Справочник по пыле- и золоулавливанию / Под ред. А.А. Русанова. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 312 с.

21. А.с. 386309 СССР. Прямоточный циклон / А.Н. Шерстюк, В.С. Асламова и др. – Опубл. в Б.И. – 1988. – № 13.

22. Асламова В.С., Асламов А.А., Ляпустин П.К. Высокоэффективный прямоточный циклон // Фундаментальная наука в интересах развития критических технологий: Матер. конф. РФФИ. – Владимир, 2005. – СД-4-5. – С. 293–295.

Поступила 12.09.2006 г.

УДК 621.928.9